

ВИВЧЕННЯ ХВИЛЬОВИХ ПРОЦЕСІВ У КУРСІ ТЕРМОДИНАМІКИ ПРИ ПІДГОТОВЦІ ВЧИТЕЛІВ ФІЗИКИ ТА ПРИРОДНИЧИХ ДИСЦИПЛІН

Олег ВОЛЧАНСЬКИЙ

У роботі аналізується вивчення студентами хвильових процесів у вузівській лабораторії. Пропонується доповнити їх дослідженням властивостей теплових хвиль. Представлено теоретичне обґрунтування пропонованих досліджень та описані методи реєстрації термохвильових явищ. Наведені типові результати вимірювань та їх аналіз.

The studying of wave processes by students in a teaching laboratory is under analysis in the work.. It is proposed to add such studying by investigations of thermal wave properties. Both theoretical substantiation and methods of thermal wave phenomenon detection are presented. There are given examples of experimental results and their analysis.

Майбутні вчителі фізики та дисциплін природничого циклу (географія, біологія, природознавство) повинні відповідати критеріям усебічно розвиненої особистості, глибоко розуміти наукову сутність природних явищ. Інтегрування сучасних наук про

природу повинно враховувати доступний для розуміння студентів рівень навчання, підбір відповідних методів навчання та навчального матеріалу. Крім того, актуальним для сучасної освіти є питання практичного спрямування набутих знань, уміння застосовувати інформацію, набуту при вивченні базових предметів (фізики, математики, хімії і т.д.) для засвоєння відповідних розділів спецдисциплін, що входять до програм.

Одним із фундаментальних понять у сучасній фізиці є поняття коливальних процесів та розповсюдження їх у просторі у вигляді хвиль. Поряд з елементарними порціями речовини – атомами і молекулами в курсі сучасної фізики впевнено отримали місце кванти механічних коливань – фонони, електромагнітних – фотони, спінових – магнони і т.д. Більше того, при вивченні багатьох явищ мікросвіту доводиться розглядати мікрочастинки не як тіла, а як кванти хвиль де Бройля. Тому важливим є формування у майбутніх учителів розуміння динаміки хвильових процесів, універсальності законів коливальних явищ у природі.

Вивченню коливальних та хвильових процесів приділяється велика увага в курсі фізики. Виконання відповідних лабораторних робіт заплановано при вивченні практично всіх розділів загальної фізики: «Механіка», «Електрики і магнетизму», «Оптики», «Атомної та ядерної фізики» [1; 2]. На жаль, при всій різноманітності досліджуваних властивостей коливань та явищ, що супроводжують їх розповсюдження (інтерференція, дифракція, поляризація, затухання, розсіювання, дисперсія, закони фотоефекту, дискретність спектрів атомів і молекул і т.д.) в лабораторних роботах з фізики традиційно працюють тільки з двома видами хвиль: механічними та електромагнітними.

Водночас поза межами лабораторного практикуму залишаються інші типи хвиль, зокрема такий цікавий вид їх, як теплові. Теплові хвилі виникають при модульованому в часі нагріванні зразка. Результируючі коливання температури, що поширюються від місця нагріву, отримали назву теплових або температурних хвиль [3]. Особливістю цих хвиль, на відміну від акустичних та електромагнітних, є сильне затухання (порядку 500 разів на довжині хвилі λ_T), а, також залежність λ_T та фазової швидкості від частоти модуляції джерела нагріву ($\lambda_T \sim \omega^{-1/2}$). Ця унікальна властивість робить теплові хвилі незамінним інструментом при пошаровій безруйнівній діагностиці невеликих за розмірами об'єктів, наприклад, виробів мікроелектроніки [4, 5].

Окрім збільшення обсягу знань студентів про хвильові процеси, вивчення даного типу хвиль дозволить поліпшити викладання розділу «Термодинаміка та молекулярна фізика», де експериментальне дослідження хвильових процесів зводиться лише до використання звукових хвиль при вимірюванні теплоємності [2].

При вивченні теплових хвиль студенти мають можливість спиратися на раніше засвоєну у розділі «Механіка» інформацію про загальні властивості та параметри хвильових процесів:

1. Фізика хвильового процесу.
2. Основні характеристики хвилі: довжина хвилі, амплітуда, період, частота, фаза, рівняння хвильового фронту, фазова та групова швидкості хвилі.
3. Відбивання, інтерференція та дифракція хвиль.
4. Енергетичні характеристики хвильового процесу.

Для отримання якісної картини умов виникнення і розповсюдження теплових хвиль слід розглянути одновимірне рівняння теплопровідності.

Нехай в деякому середовищі в напрямку осі x відбувається тепловий потік густиною $\vec{j}(x, t)$. Виділимо в цьому напрямку циліндр площею поперечного перерізу S та висотою dx (Рис.1).

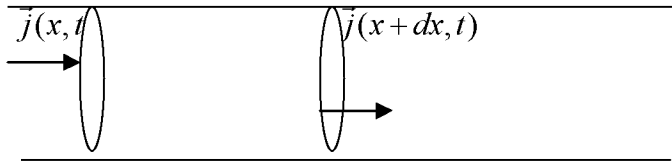


Рис. 1.

Кількість теплоти, яка надходить до циліндра через ліву основу за час dt дорівнює $j(x, t)Sdt$. За цей же час через праву основу виходить кількість теплоти $j(x + dx, t)Sdt$. Тоді кількість теплоти, яка залишається в циліндрі:

$$dq = (j(x, t) - j(x + dx, t))Sdt = -\frac{dj}{dx} Sdxdt. \quad (1)$$

З іншого боку, за означенням теплоємності $dq = Cdm dT$, де $dm = \rho Sdx$ – маса циліндра, C – питома теплоємність, dT – збільшення температури, тобто

$$dq = C\rho Sdx dT. \quad (2)$$

Порівнюючи (1) та (2), отримуємо:

$$C\rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x}. \quad (3)$$

Враховавши, що потік тепла пропорційний градієнту температури і напрямлений в бік її зменшення ($j = -\chi \frac{\partial T}{\partial x}$, де χ – коефіцієнт теплопровідності), остаточно запишемо однорідне рівняння теплопровідності:

$$C\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (4)$$

Якщо в середовищі присутні джерела тепла, то в рівнянні теплопровідності додатково з'явиться об'ємна густина потужності тепловиділення $w = \frac{\partial^2 q}{\partial t S \partial x}$:

$$C\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + w. \quad (5)$$

Щоб отримати якісне уявлення про виникнення і властивості теплових хвиль в конденсованому середовищі, розглянемо наступну найпростішу одновимірну модель. Нехай поверхня напівнескінченного ізотропного твердого тіла розташована в площині $x=0$ рівномірно освітлюється світлом, модульованим за інтенсивністю по закону:

$$I = I_0 \cos(\omega t) \quad (6)$$

Для спрощення розрахунків розв'яжемо задачу в комплексному вигляді ($I = I_0 e^{i\omega t}$). Припустивши, що вся поглинута світлова енергія перетворюється в теплову, можемо записати рівняння теплопровідності:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \alpha \frac{I_0}{2} e^{-\alpha x} e^{i\omega t}, \quad (7)$$

де c , ρ , χ і α – питома теплоємність і густина, теплопровідність і коефіцієнт оптичного поглинання матеріалу, T – модульована температура зразка.

Розв'язок однорідного рівняння (4) шукаємо у вигляді

$$T_{\text{одн}}(x, t) = Ae^{\eta t} e^{i\omega t} \quad (8)$$

Після підстановки (8) в (4) отримуємо:

$$\eta = (1+i)(\omega c\rho/2\chi)^{1/2} = \frac{(1+i)}{l}, \text{ де } l = (2\chi/\omega c\rho)^{1/2} \text{ – довжина теплової дифузії.}$$

З урахуванням неоднорідного доданку та відкинувши із фізичних міркувань доданок із зростаючою вглиб зразка температурою, отримуємо розв'язок рівняння (7) у вигляді:

$$T(x,t) = A_1 e^{-\alpha x} e^{i\omega t} + A_2 e^{-x/l} e^{i(\omega t - x/l)} \quad (9)$$

де

$$A_1 = \frac{\alpha I_0}{2\chi(\eta^2 - \alpha^2)} \quad (10)$$

Враховуючи, що теплопровідність повітря набагато менша теплопровідності твердого тіла, запишемо граничну умову:

$$\chi \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad (11)$$

Підставивши (9) в (11), отримаємо:

$$A_2 = -\frac{\alpha}{\eta} A_1, \quad (12)$$

Таким чином вираз для комплексної температури на глибині x :

$$T(x,t) = \frac{\alpha I_0}{2\chi(\eta^2 - \alpha^2)} (e^{-\alpha x} e^{i\omega t} - \frac{\alpha}{\eta} e^{-x/l} e^{i(\omega t - x/l)}) = T_1 + T_2 \quad (13)$$

Перший доданок (T_1) описує коливання температури, зумовлені поглинанням світла в даній точці, а другий (T_2) відповідає теплу, що надійшло від інших областей середовища і описує власне теплову хвилю. Видно, на відміну від електромагнітних і акустичних, в рівнянні теплової хвилі явно присутнє у явному вигляді затухання амплітуди з глибиною:

$$T_2(x) = T(0) e^{-x/l} \cos(\omega t - x/l) \quad (14)$$

Довжина теплової дифузії $l = (2\chi/\omega\text{cp})^{1/2}$ відповідає глибині затухання хвилі в e разів. Із рівняння поверхні рівної фази $\varphi = \omega t - x/l$ можна отримати, що швидкість хвильового фронту: $v = \omega l = (2\omega\chi/\text{cp})^{1/2}$ явно залежить від частоти модуляції падаючого світла. Довжина хвилі $\lambda = vT = 2\pi l$, тобто тепла хвиля затухає на своїй довжині λ в $e^{2\pi} \approx 500$ разів.

Застосуємо отримані результати до теплових хвиль, що збуджуються в поверхневому шарі Землі добовими й річними коливаннями освітленості її поверхні Сонцем. Для спрощення вважаємо, що сонячне світло сильно поглинається земною поверхнею ($\alpha \gg \eta$), а коливання освітленості носять гармонійний характер. Тоді коливання температури на глибині x :

$$T(x,t) = \frac{I_0}{2\chi\eta} e^{-x/l} e^{i\omega t}. \quad (15)$$

Реальні коливання, безумовно, негармонійні. Однак відомо, що будь-яке негармонійне коливання можна представити як суперпозицію гармонійних [6, с.146-153]. Причому в нашому випадку основний внесок дають низькочастотні коливання, оскільки коефіцієнт затухання зростає пропорційно до $\omega^{1/2}$. Періодами таких низькочастотних коливань у нашій задачі будуть відповідно доба та рік. Глибини проникнення добових та річних температурних хвиль згідно з формулою (5) пов'язані співвідношенням

$$l_{\text{річна}}/l_{\text{добова}} = (T_{\text{річний}}/T_{\text{добовий}})^{1/2} = 365^{1/2} = 19. \quad (16)$$

Аналогічне співвідношення характерне й для швидкостей поширення даних хвиль. Дійсно, експериментально було встановлено, що коливання температури, зумовлені нагріванням земної поверхні вдень і охолодженням уночі не впливають на температуру Землі вже на глибині 1м, а сезонні – на глибині 20 м [7, с.179]. Глибше температура Землі зовсім не залежить від теплових коливань на її поверхні. Викладення

даного матеріалу повинно роз'яснити майбутнім фізикам, географам, природознавцям відомий їм факт, що сезонні коливання температури земної поверхні проникають тільки на досить незначні глибини.

Сильне затухання теплових хвиль дозволяє використовувати їх як унікальний інструмент при пошаровій діагностиці оптично непрозорих невеликих за розмірами об'єктів, наприклад, виробів мікроелектроніки [4]. На досліджуваній зразок направляють сильно сфокусоване і модульоване за інтенсивністю випромінювання. В області модульованого нагріву середовища створюється своєрідний «тепловий зонд», переміщуючи який, можна досліджувати внутрішню будову зразка, виявляючи місця неоднорідності його теплових властивостей (тріщини, пустоти, фазові границі і т.д.). Причому розмірами зонду, а також глибиною зондування, можна згідно з формулою $l = (2\chi/\omega\sigma)^{1/2}$ керувати, змінюючи частоту модуляції джерела нагріву ω .

Водночас, сильне затухання теплових хвиль робить практично неможливим безпосередню реєстрацію (наприклад піроелектричними датчиками) при їх вивченні в лабораторії, що ставить, на перший погляд, велику перепону для їх застосування. На звукових та ультразвукових частотах глибина затухання теплових хвиль в конденсованому середовищі сягає від 1 мм для частот порядку 10 Гц до 1 мкм для частот порядку 10 МГц. Відповідні величини для алюмінію, кремнію та германію наведені в табл. 1.

Таблиця 1.

Матеріал	Густина, кг/м ³	Питома теплоємність, кДж/кгК	Тепло-провідність, Дж/м·с К	Довжина теплової дифузії $l = (2\chi/\omega\sigma)^{1/2}$, мкм на різних частотах модуляції ($\nu = \omega/2\pi$)				
				$\nu=10$ Гц	$\nu=10^2$ Гц	$\nu=10^3$ Гц	$\nu=10^4$ Гц	$\nu=10^5$ Гц
Al	2700	0,88	2,01	1870	590	187	59	18,7
Si	2330	0,70	1,89	1900	610	190	61	19,0
Ge	5320	0,70	0,71	3670	1160	367	116	36,7

Однак, існує досить багато методів [8, 9], які дозволяють фіксувати об'ємний розподіл нестационарних теплових полів за рахунок супутніх фізичних явищ. На рис.2. наведена схема, що зображає механізм детектування теплових хвиль різними методами:

1) реєстрація акустичного зміщення поверхні зразка п'єзоелектричним перетворювачем, що знаходиться з ним у безпосередньому контакті;

2) реєстрація відбивання пробного пучка при деформації поверхні зразка;

3) інтерференційний метод, що реєструє зміну різниці ходу відбитого пробного пучка при зміщенні поверхні зразка.

4) газомікрофонний метод – мікрофон реєструє акустичні хвилі, що виникають при тепловому розширенні шару газу, що прилягає до зразка;

5) метод ефекту міражу (так зв. фотодефлекційний метод [8]) – детектування відхилення пробного променя при проходженні його через область з градієнтом показника заломлення, що викликаний модульованим нагрівом зразка;

6) метод термолінзи – термоіндукований градієнт показника заломлення викликає розфокусування пробного пучка, що проходить через область змінного нагріву;

7) рефракційна інтерферометрія – інтерферометром реєструють фазову затримку пробного пучка при його проходженні скрізь область з градієнтом показника заломлення ;

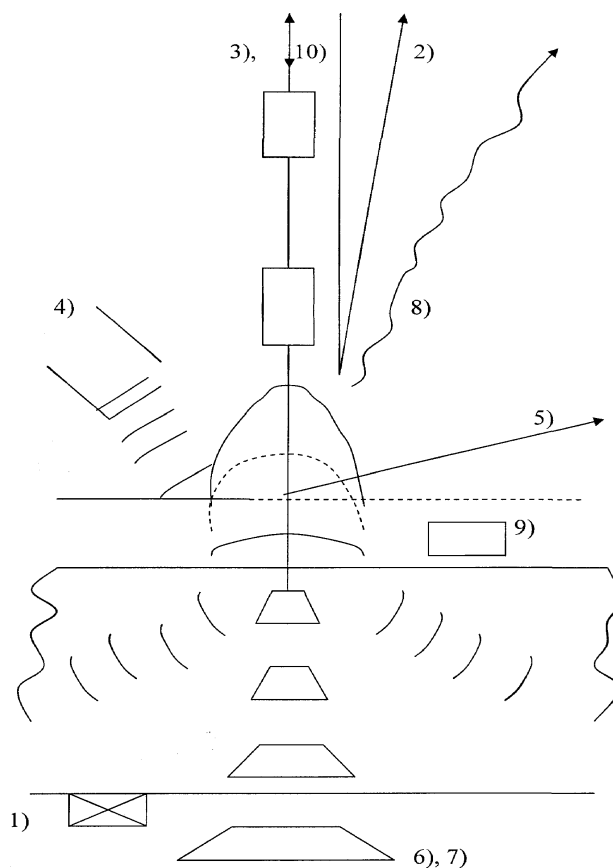


Рис.2.

- | | |
|---|---|
| 1)- метод п'єзодатчика; | 6)- метод термолінзи; |
| 2)- метод реєстрації кута фотовідбивання; | 7)- метод рефракційної інтерферометрії; |
| 3)- інтерференційний метод; | 8)- метод фототермічної радіометрії |
| 4)- газомікрофонний метод; | 9)- контактне вимірювання температури; |
| 5)- метод ефекту міражу | 10)- метод фотовідбивання. |

8) метод фототермічної радіометрії – реєстрація теплового випромінювання зразка, викликаним модульованою зміною його температури;

9) контактні методи вимірювання модульованої температури поверхні зразка (піродатчики, термопари, термістора, болометри і т.д.);

10) реєстрування з допомогою пробного променя показника відбивання показника при нагріванні.

У даній роботі пропонується проводити дослідження властивостей теплових хвиль, реєструючи п'єзодатчиком акустичні хвилі, що виникають всередині зразка за рахунок термопружного розширення в області модульованого нагріву (метод 1 на рис.2). Блок-схема експериментальної установки наведена в [10]. Генерація теплових хвиль здійснюється за рахунок нагрівання поверхні зразка пучком лазера неперервної дії. Для амплітудної модуляції випромінювання лазера направляється на диск з отворами, який обертається за допомогою двигуна. Змінюючи сигнал на двигуні модулятора, можна варіювати частоту модуляції пучка. П'єзодатчик з досліджуванним зразком розміщується на двокоординатному столику, що дозволяє здійснювати переміщення зразка відносно лазерного пучка.

За допомогою даної установки студентам пропонується виконати ряд досліджень, спрямованих на вивчення властивостей теплових хвиль. Для аналізу сильно затухаючого характеру теплових хвиль і залежності глибини затухання від частоти

можна використати, наприклад, модельні зразки, що являють собою металеві пластинки, всередині яких на різних глибинах створені порожнини. Сама ж поверхня зразка полірована для досягнення максимальної її однорідності.

Виставивши найменшу частоту модуляції, студенти переміщують столик разом зі зразком відносно лазерного пучка, вимірюючи для кожного положення сигнал п'єзодатчика. На тих ділянках зразка, де теплова хвиля починає розсіюватись на дефекті, сигнал п'єзодатчика змінюється, що фіксується вольтметром. Відкладаючи на міліметровому папері залежність показів вольтметра від положення пучка, отримують термохвильову топограму зразка, з якої визначають положення дефектів.

Збільшуючи частоту модуляції і зменшуючи тим самим довжину теплової хвилі, студенти повторно знімають термохвильову топограму зразка. Вони виявляють, що розташовані більш глибоко дефекти, до яких тепер теплова хвиля не доходить, перестають проявлятися на топограмі. Студенти впевнюються, що візуалізація дефектів відбувається за рахунок теплових хвиль (так і повинно бути, оскільки довжина генерованих акустичних хвиль на декілька порядків перевищує розміри самого зразка і вони на дефектах не розсіюються). На основі цих даних визначається довжина теплової хвилі на різних частотах модуляції і порівнюються з розрахунковими. Робиться висновок про сильно затухаючий характер теплових хвиль і залежність їх довжини та глибини затухання від частоти модуляції джерела нагріву.

Суттєвою перешкодою при виконанні описаних досліджень є малі величини корисного сигналу п'єзодатчика (десятки мікрвольт при використанні недорогих малопотужних лазерів). Традиційно для виділення слабкого періодичного сигналу із оточуючих шумів використовують принцип синхронного детектування [10], що веде до ускладнення експериментальної установки та її подорожчання.

У випадку неможливості придбання для лабораторії дорогого обладнання, можна на основі наведених вище викладок (формули (10)–(15)) змодельовати за допомогою комп'ютера картину генерації та розповсюдження теплових хвиль і створити віртуальну лабораторну роботу.

Виконання запропонованих у даній роботі досліджень дозволить студентам глибше вивчити особливості хвильових процесів та краще осягнути універсальність коливальних процесів в природі на прикладі теплових хвиль, а також закріпити знання розділу «Термодинаміка».

БІБЛІОГРАФІЯ

1. Програми для фізико-математичних факультетів педінститутів. Зб. № 2. За заг ред. М.І.Шкіля та Г.П.Грищенка. – К.: РОВО «Укрвузполіграф», 1992 – 144 с.
2. Лабораторный практикум по общей физике Под ред. Е.М.Гершензона, Н.Н.Малова. – М.: Просвещение, 1985. – 351 с.
3. G.Busse Imaging with Optically Generated thermal Waves // IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics. – 1985. – Vol.SU-32, №2. – P.355-364.
4. Shu-yi Zhang and Li Chen Photoacoustic Microscopy (PAM) and detection of surface features of semiconductor devices // in Photoacoustic and Thermal wave phenomena in semiconductors (ed. by A.Mandelis) New York.: Elsevier Science Publ. – 1987. – P.29-51.
5. Rosencwaig A. Thermal wave microscopy with photoacoustics // J.Appl.Phys. – 1980. – Vol.51, №4. – P.2210-2211.
6. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. Издание пятое. – М.: Наука, 1984. – 832 с.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.2 – М.: Наука, 1975. – 551 с.
8. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. – М., Наука, 1991.
9. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. – М.: Наука, 1975. – 320 с.
10. Волчанський О.В. Стенд для вивчення властивостей теплових хвиль у курсі загальної фізики // Наукові записки КДПУ. Випуск 42, Серія: Педагогічні науки. Кіровоград: РВЦ КДПУ, 2002. – С.138-143.

ВІДОМОСТІ ПРО АВТОРА

Волчанський Олег Володимирович – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики та методики її викладання КДПУ ім. В. Винниченка.

Наукові інтереси: фототермічні та фотоакустичні явища в напівпровідниках, методика викладання фізики.